第64卷 第3期 天 文 学 报 Vol. 64 No. 3
2023年5月 ACTA ASTRONOMICA SINICA May, 2023

doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2023.03.015

无碰撞重联区中的混沌感应电阻*

王 桢[1,2,3†] 陈 玲[2] 吴德金[2‡]

(1 洛阳师范学院空间物理研究所 洛阳 471934)
(2 中国科学院紫金山天文台 南京 210023)
(3 河南省电磁变换与探测重点实验室 洛阳 471934)

摘要 无碰撞磁场重联作为一种将磁能有效转化为等离子体动能和热能的机制, 已经被广泛应用于解释太阳耀斑、地球磁暴等各类等离子体的爆发活动. 然而, 在无碰撞重联区中反常电阻的微观物理机制仍然是尚未解决的基本问题. 在众多反常电阻的形成机制中, 基于磁零点附近粒子轨道混沌性产生的混沌感应电阻, 虽然不是最普遍流行的形成机制, 但它的微观物理图像却是最为清晰的. 回顾了无碰撞重联区中混沌感应电阻的早期研究和基本理论模型, 介绍了关于混沌感应电阻研究的新进展并阐述了混沌感应电阻未来的研究方向.

关键词 磁场重联, 反常电阻, 混沌感应电阻, 太阳: 日冕物质抛射

中图分类号: P182; **文献标识码**: A

1 引言

磁场重联的雏形最初由Giovanelli在1946年提出[1], 用来解释太阳耀斑的产生机制. 目前, 磁场重联[2]作为解释太阳耀斑[3]、日冕物质抛射[4]、磁暴[5]、磁层亚暴[6]以及极光[7]过程中磁场能量快速释放的有效机制之一, 已经被广泛地研究和应用. 由磁场重联的概念[8–9], 可知磁场重联发生的主要特点是磁场拓扑结构发生改变和等离子体被加速和加热, 其中磁场拓扑结构发生改变一定是打破了磁冻结条件[10]. 在经典等离子体理论中, 等离子体的电阻是由于带电粒子之间存在库仑碰撞产生的, 称之为经典斯皮策电阻或经典碰撞电阻[11], 此电阻会破坏磁冻结条件, 使得磁场重联发生. 但是在空间等离子体中, 等离子体参量变化的特征时间要远远小于带电粒子之间的平均碰撞时间, 因此由库仑碰撞产生的电阻非常小且不足以破坏磁冻结条件, 故磁场重联几乎不会发生. 那么在无碰撞磁场重联中是什么打破了磁冻结条件使得磁场重联发生的? 基于此, 研究者们提出了反常电阻[12]的概念.

磁场重联的最早模型是Sweet-Parker模型[13–14], 但在研究过程中, 研究者发现该模型所预测的重联率很小, 重联过程所需要的时间很长, 例如在日冕抛射喷流过程中, 理论上预测的重联时间是月的量级, 而典型观测中的日冕喷流时间却是分钟的量级. 因此, Sweet-Parker模型常被称为慢重联. 之后关于磁场重联的工作大部分围绕着如何提高重联率来开展的, 其中一些工作将Sweet-Parker重联模型中的经典碰撞电阻用反常电阻代替, 以此来提高重联率[15–17]. 此外, Petschek在1964提出了Petschek重联模型[18], 在该模型中磁能不仅能通过欧姆加热来耗散, 还能通过慢激波将磁能转化为等离子体的动能和热能, 此模型被称为快重联. 但

2022-09-23收到原稿, 2022-12-21收到修改稿

*国家自然科学基金项目(42174195、11873018、11790302、11761131007)资助

†wzhen9312@163.com

‡djwu@pmo.ac.cn

是, 数值模拟研究发现Petschek重联模型是不稳定的[19]. 随后的研究发现快重联稳定发生需要不均匀电阻的存在[20–22]. 综上, 两种经典磁场重联模型中都需要除经典碰撞电阻以外反常电阻的存在, 并且该反常电阻在重联区中分布应是不均匀的.

无碰撞磁场重联中反常电阻的本质是重联电流片中载流带电粒子运动方向的随机化过程, 此过程使宏观有序的能量转化为微观无序的能量. 使用湍动等离子体波的波粒相互作用来研究反常电阻产生机制是最普遍的, 例如离子声湍动波[23–26]、动力学阿尔文波[27–30]、低混杂漂移波[31–33]和哨声波[34]. 真实的磁能耗散发生在等离子体的动力学尺度上, 因此单个带电粒子的运动在磁能耗散中起着重要作用. 基于磁零点附近强磁场梯度的非线性会使带电粒子运动轨迹变为混沌的[35], Yoshida等[36]在1998年提出一种新的无碰撞反常电阻的产生机制, 指出带电粒子的混沌运动会导致载流粒子定向运动的随机化. 该机制的核心是带电粒子在不均匀电磁场中的混沌运动会产生等效的"碰撞", 从而产生了反常电阻. 这种由粒子轨道混沌性产生的电阻被称为混沌感应电阻.

本文主要介绍用混沌感应电阻解释无碰撞重联区中反常电阻产生机制的早期研究和近期进展. 第2节回顾混沌感应电阻的早期研究; 第3节给出了混沌感应电阻的基本理论模型; 第4节介绍了混沌感应电阻在有限宽度电流片和岛链电流片中的最新研究进展[37–38]; 第5节给出总结并提出混沌感应电阻的未来研究方向.

2 混沌感应电阻的早期研究

无碰撞磁场重联中反常电阻的本质是磁场重联区电流片中载流带电粒子的运动方向产生了随机化, 从而使宏观有序能量变为微观无序能量, 故单个粒子的运动对反常电阻的产生至关重要. Schmidt在1962年发现在磁场空间分布不均匀的磁零点附近, 由于强磁场梯度非线性的存在, 使得带电粒子的运动轨迹变为无序、混沌的[35]. 图1的左图是混沌运动(实线)和周期运动(虚线)中动力学熵S随时间t的变化, 右图是混沌感应电阻(实线)与经典碰撞电阻(虚线)随平均自由程的变化. Yoshida等[36]在1998年指出磁零点附近磁场的强烈变化会破坏磁矩守恒, 引起了带电粒子的混沌运动, 从而引入了新的自由度, 最终导致熵的增加, 如图1中左侧子图所示. 此外, 他们计算了不同平均自由程下由带电粒子混沌运动产生的混沌感应电阻和由库仑碰撞产生的经典碰撞电阻, 发现有效电阻要比经典碰撞电阻高1–2个量级, 如图1中右侧子图所示. 这是首次提出可以用无碰撞磁场重联中粒子轨道混沌性产生的混沌感应电阻解释反常电阻的产生.

Numata等人发现只有在开放系统中能量耗散才会持续发生, 因此他们研究了开放系统下无碰撞磁场重联区中的混沌感应电阻, 并使用试验粒子模拟和系综统计的方法定量计算了混沌感应电阻的大小[39–40]. 在数值模拟中, Numata等人使用李雅普诺夫指数和局地最大李雅普诺夫指数分别衡量单个粒子和多个粒子运动的混沌程度, 图2的左侧子图显示了单个粒子的李雅普诺夫指数($\chi(t) \equiv (1/\Delta t)\ln(|\delta(t+\Delta t)|/|\delta x(t)|)$, δx是相邻两带电粒子轨迹的距离)随时间的变化, 右侧子图显示了不同混沌区半径(图中R)中多个粒子的局地最大李雅普诺夫指数($\tilde{\chi}(t) \equiv <\chi(t)>$)随时间的变化. 选取变化稳定的局地最大李雅普诺夫指数所对应的混沌区半径, 统计此半径内带电粒子在加速电场方向上的平均速度$\bar{v}_z'(t')$和混沌区内带电粒子的个数$n(t')$, 并使用一元一次函数($\bar{v}_z'(t') = \alpha t'$, α是平均加速度)和单指数函数($n(t') = n_0\exp(-\beta t')$, n_0是初始带电粒子个数, β是相对逃逸率)拟合, 从而得到混沌区域内带电粒子沿电场方向的平均加速度和带电粒子离开混沌区域的相对逃逸率. 理论上在系统达到平衡状态时, 求出加速电场方向的饱和速度, 再结合由耗散方程得到的饱和速度, 即可以给出有效碰撞频率, 从而计算出特定等离子体环境下的混沌感应电阻. 他们使用日冕中等离子体的典型参数分别计算了X型磁场位形下的混沌感应电阻和经典碰撞电阻, 发现混沌感应电阻比经典碰撞电阻高4个量级.

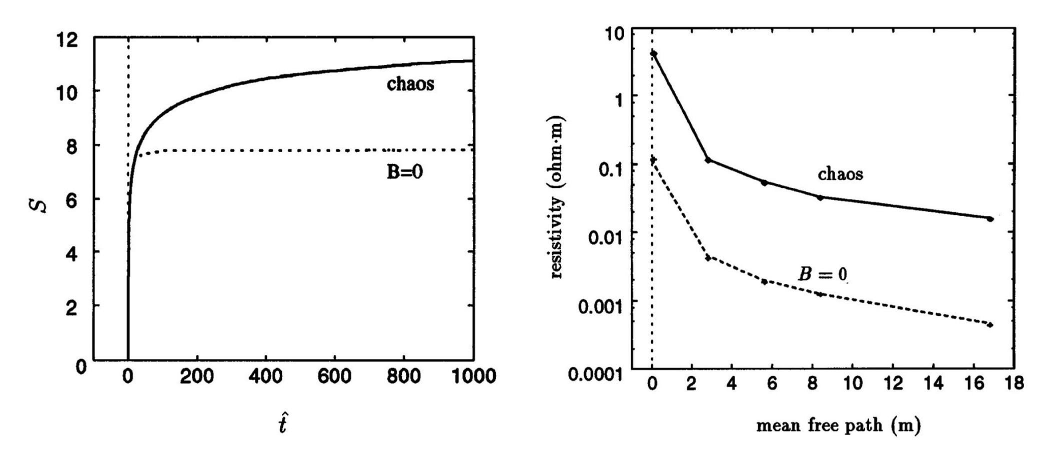


图 1 混沌运动和周期运动中动力学熵随时间的变化(左)以及混沌感应电阻与经典碰撞电阻随平均自由程的变化(右)[36]

Fig. 1 Change of kinetic entropy versus time in chaotic and periodic motion (left) and variation of chaos-induced resistivity and classical collision resistivity versus the mean free path (right)[36]

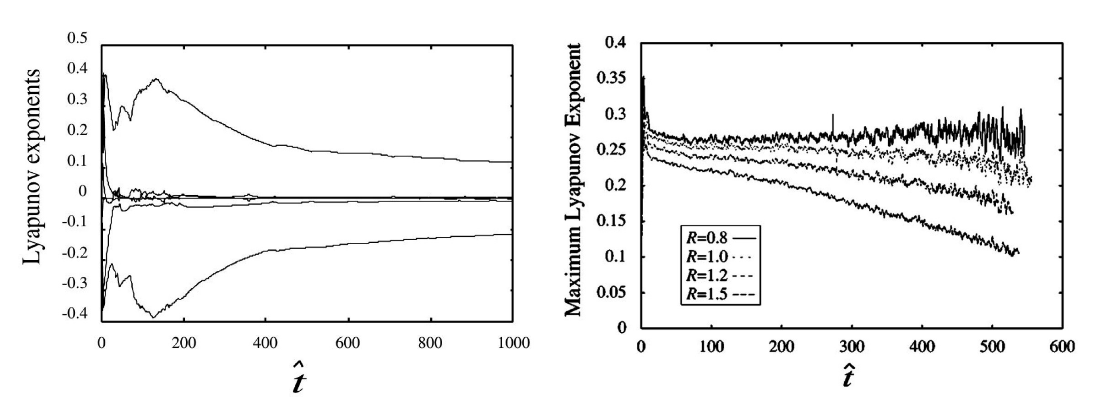


图 2 单个粒子的李雅普诺夫指数(左)[39]以及不同混沌区半径中多个粒子的局地最大李雅普诺夫指数随时间的变化(右)[40]

Fig. 2 The Lyapunov exponent of the single particle (left)[39] and the change of the local maximum Lyapunov exponent of multiple particles in different chaotic region radii (right) versus time[40]

地球磁尾处的磁场拓扑结构经常为X线电流片和分岔电流片[41–42], 在2014年, Andriyas等人用粒子轨道混沌性研究了磁尾中质子和氧离子在这两种磁场位形下的混沌感应电阻[43]. 文中使用了双指数函数($n(t') = \sum_j n_j \exp(-\beta_j t')$, $j = 1, 2$)拟合带电粒子的相对逃逸率, 并分析了庞加莱截面和最大李雅普诺夫指数, 结果显示分岔电流片和X线电流片中的最大李雅普诺夫指数分别为0.34和0.25, 这说明分岔电流片中带电粒子的运动比X线中的更加混沌. 基于磁尾等离子体的典型参数, 他们计算了分岔电流片中的混沌感应电阻和经典碰撞电阻, 发现混沌感应电阻比经典碰撞电阻大了9–10个数量级.

磁场重联可以分为完全磁场重联和部分磁场重联, 前者是指两个严格反平行磁场的重联, 重联点的磁场完全抵消, 是一个严格的磁零点. 不过, 在空间等离子体中实际发生的磁场重联大都是部分磁场重联, 即其中重联点的磁场并不是严格反平行的, 因而不会完全抵消, 重联后还有一个剩余的分量磁场, 通常称为引导场[44]. 在2017年, Shang等[45]研究了X型磁场位形下引导场对混沌感应电阻的影响. 图3的第1行显示了3个带电粒子的运动轨道(R_0为磁场变化的特征长度), 即振荡粒子轨道、磁漂移粒子轨道和混沌粒子轨道, 第2行显示了这3个

粒子所对应的磁矩(粗线, μ_{M})和粒子与磁零点间的距离(细线)随时间的变化(τ_{A}是特征时间), 第3行显示了这3个粒子对应的李雅普诺夫指数随时间的变化. 从图中发现振荡粒子轨道对应的李雅普诺夫指数一直衰减到0.05以下, 磁漂移粒子轨道对应的李雅普诺夫指数稳定在0.05附近, 而混沌粒子轨道对应的李雅普诺夫指数稳定在0.1以上. 基于此, 他们得到了混沌粒子轨道对混沌感应电阻的贡献最大.

此外, Shang等[45]还研究了多粒子系统下混沌感应电阻随引导场强度的变化, 图4显示了不同加速电场下平均加速度、相对逃逸率和有效碰撞频率随引导场的变化. 从图中发现当引导场是背景磁场的一半($B_z = 0.5B_0$)时, 无碰撞重联区中的有效碰撞频率最大, 即此时对应的混沌感应电阻也最大.

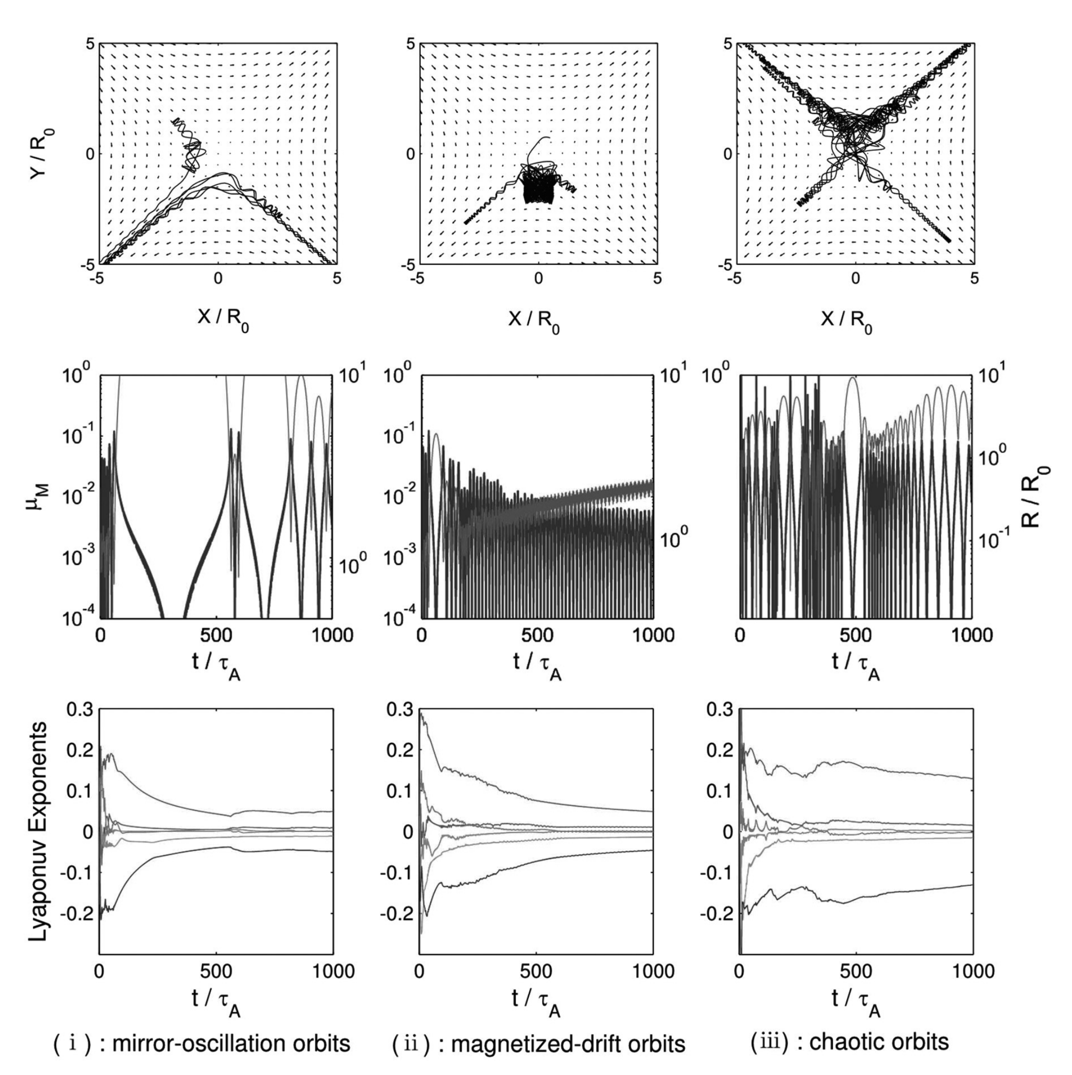


图 3 第1行是3种典型运动轨道; 第2行是每种轨道所对应的粒子磁矩(粗线)和粒子与磁零点间距离(细线)随时间的变化; 第3行是每种轨道所对应粒子的李雅普诺夫指数随时间的变化[45].

Fig. 3 The first row: three typical orbits; the second row: the magnetic moment of the particle (thick line) and the distance between the particle and the magnetic zero (thin line) versus time for each orbit; the third row: the Lyapunov exponent of the particle corresponding to each orbit versus time[45].

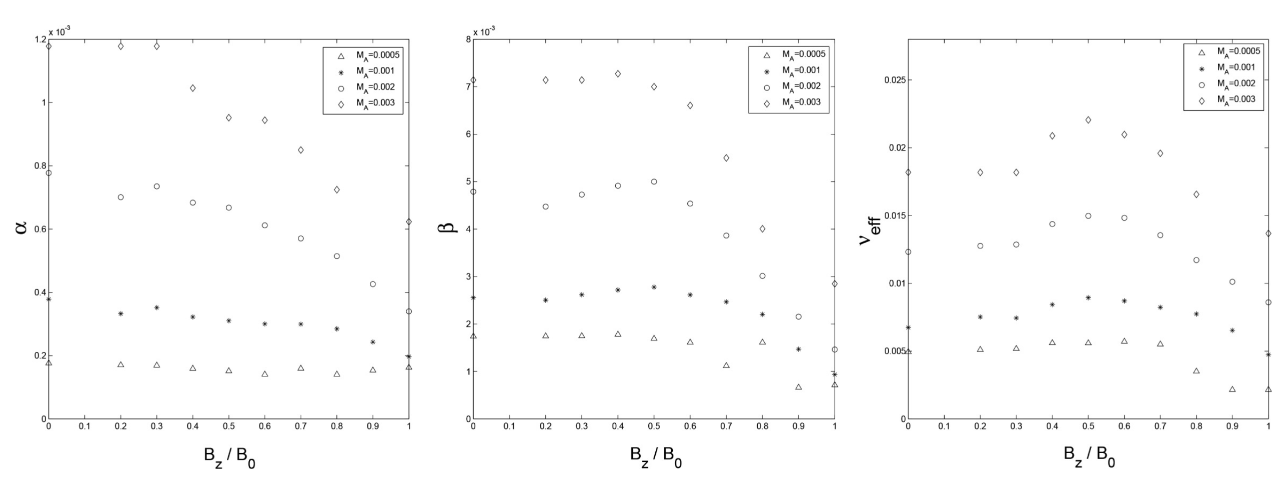


图 4 不同加速电场下, 平均加速度(左)、相对逃逸率(中)以及有效碰撞频率(右, $\nu_{\rm eff}$)随引导场的变化[45]

Fig. 4 The average acceleration (left panel), the relative escape rate (middle panel), and the effective collision frequency (right panel, $\nu_{\rm eff}$) versus the guide field in the different acceleration electric field[45]

3 混沌感应电阻的基本理论模型

为了定量计算带电粒子混沌运动产生的混沌感应电阻的大小, 需给定多个带电粒子, 通过试验粒子模拟和系综统计来研究混沌感应电阻. 在模拟中, 选择磁场$\boldsymbol{B} = B_0(b_x, b_y, \delta)$, 其中$b_x = B_x/B_0$, $b_y = B_y/B_0$, δ是一个常量代表恒定引导场的相对强度, x-y平面为磁场重联平面, z为引导场的方向, 用B_x、B_y、B_z分别表示重联平面和引导场的磁场强度. 沿引导场方向上给出均匀恒定的加速电场, 即$\boldsymbol{E} = (0, 0, E_z)$. 在模拟中忽略带电粒子之间的碰撞和集体相互作用, 则单个带电粒子的运动方程为

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{v}\,, \qquad \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = \frac{q}{m}(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})\,, \tag{1}$$

其中, $\boldsymbol{r}$和$\boldsymbol{v}$分别代表带电粒子的位置和速度, q和m分别是带电粒子的电荷量和质量. 为了数值模拟的简便, 使用下列的归一化参数去归一化运动方程、磁场和电场:

$$\boldsymbol{B}' = \boldsymbol{B}/B_0\,,\ \boldsymbol{r}' = \boldsymbol{r}/R_0\,,\ t' = t/\tau_{\rm A}\,,$$
$$\tau_{\rm A} = R_0/v_{\rm A}\,,\ \boldsymbol{v}' = \boldsymbol{v}/v_{\rm A}\,, E_z' = E_z/v_{\rm A}B_0 = M_{\rm A}\,, \tag{2}$$

其中, B_0为重联磁场的特征强度, $v_{\rm A}$是Alfvén速度, $M_{\rm A}$是加速电场的相对强度. 在模拟中采用$R_0 = v_{\rm A}/\omega_{\rm c}$, 这里的$\omega_{\rm c}$是电磁场中带电粒子的回旋频率.

使用上述归一化参数, 得到归一化后带电粒子的运动方程为

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}'}{\mathrm{d}t'} = \boldsymbol{v}'\,, \qquad \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}'}{\mathrm{d}t'} = M_{\rm A} + \boldsymbol{v}'\times\boldsymbol{B}'\,, \tag{3}$$

归一化后的磁场和电场分别为$\boldsymbol{B}' = (b_x, b_y, \delta)$和$\boldsymbol{E}' = (0, 0, M_{\rm A})$.

在试验粒子模拟中, 可得到混沌区域内带电粒子在z方向的平均运动速度和带电粒子在混沌区内的剩余个数, 分别使用一元一次函数和单指数函数来拟合混沌区内粒子在z方向的平均运动速度和带电粒子个数随时间的变化. 图5显示了带电粒子分别在电场方向上平均速度和混沌区域内带电粒子个数随时间的变化, 其中上标表示的是归一化, 是参考文献[40]中的写法, 与加′表示归一化意义一样. 通过

$$\bar{v}_z'(t') = \alpha t'\,, \tag{4}$$

和

$$n(t') = n_0 \exp\left(-\beta t'\right)\,, \tag{5}$$

得到混沌区域带电粒子沿加速电场方向的加速度α和带电粒子离开混沌区域的逃逸率β. 其中, $\bar{v}_z'(t')$

和$n(t')$分别是混沌区域内带电粒子在z方向的平均速度和区域内带电粒子的数密度.

在理论上, 通过不断补充新的速度为零的带电粒子到混沌区使磁场重联达到稳态平衡. 补充新的速度为零的粒子之后, 混沌区内带电粒子总的平均速度为

$$\bar{V}'_z(t') = \frac{\int_0^{t'} \bar{v}'_z(t) n_0 \beta \exp(-\beta t) \mathrm{d}t + n_0 \exp(-\beta t') \bar{v}'_z(t')}{n_0}, \tag{6}$$

化简可以得到

$$\bar{V}'_z(t') = \frac{\alpha}{\beta}\left[1 - \exp\left(-\beta t'\right)\right]. \tag{7}$$

当$t' \to \infty$时, 得到系统达到稳态时的饱和速度为

$$\bar{V}'_\mathrm{s} \equiv \bar{V}'_z(t')|_{t' \to \infty} = \frac{\alpha}{\beta}. \tag{8}$$

同时可以根据耗散方程

$$\frac{\mathrm{d}\bar{V}'_z(t)}{\mathrm{d}t} = M_\mathrm{A} - \nu'_\mathrm{eff} \bar{V}'_z(t) \tag{9}$$

来计算饱和速度, 其中$\nu'_\mathrm{eff} = \nu_\mathrm{eff}/\omega_\mathrm{c}$是无量纲的有效碰撞频率. 当$\mathrm{d}/\mathrm{d}t \to 0$时, 可得到饱和速度为

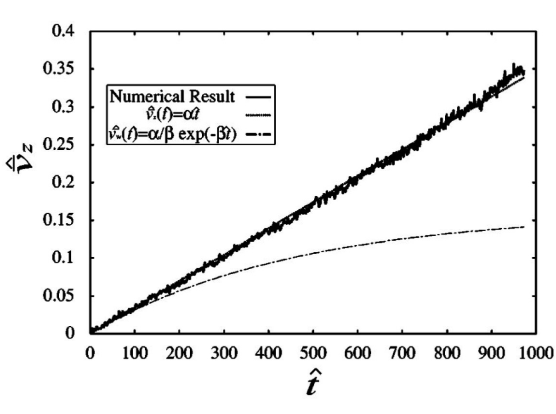
$$\bar{V}'_\mathrm{s} \equiv \bar{V}'_z(t)|_{\mathrm{d}/\mathrm{d}t \to 0} = \frac{M_\mathrm{A}}{\nu'_\mathrm{eff}}. \tag{10}$$

根据(8)式和(10)式中的两个饱和速度, 可得到有效碰撞频率为

$$\nu'_\mathrm{eff} = \frac{\beta}{\alpha} M_\mathrm{A}. \tag{11}$$

因此, 特定等离子体环境下的混沌感应电阻可表示为

$$\eta_\mathrm{eff} = \frac{m}{n_0 e^2}\nu_\mathrm{eff} = \frac{B_0}{e n_0}\nu'_\mathrm{eff}. \tag{12}$$



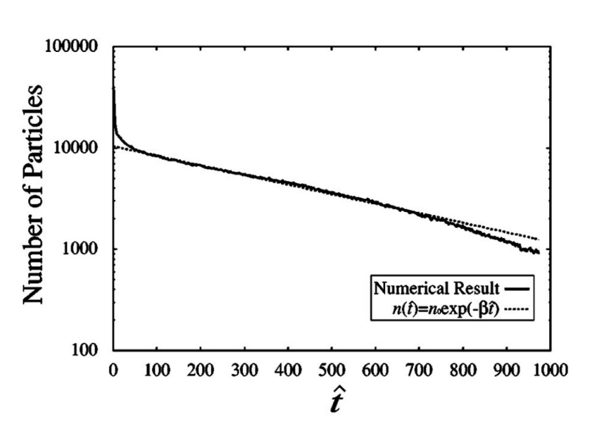


图 5 带电粒子在电场方向上平均速度(左)以及混沌区域内带电粒子个数(右)随时间的变化[40]

Fig. 5 The average velocity of charged particles in the direction of the electric field (left) and the number of charged particles in the chaotic region (right) versus time[40]

4 混沌感应电阻研究的新进展

4.1 有限宽度电流片中的混沌感应电阻

在研究有限宽度电流片中的混沌感应电阻时, 归一化后的磁场位形$\boldsymbol{B}'$表达式为

$$\boldsymbol{B}' = \begin{cases} [\tanh(y'),\ \tanh(x' - l/2),\ \delta], & x' \geqslant l/2, \\ [\tanh(y'),\ \tanh(x' + l/2),\ \delta], & x' \leqslant -l/2, \\ [\tanh(y'), 0,\ \delta], & |x'| < l/2, \end{cases} \tag{13}$$

其中, x-y平面为重联平面, z方向为引导场的方向, l是两Y型中性点之间的距离. 当$l = 0$时, 重联场

为X型磁场位形; 当$l \to \infty$时, 重联场为一维的霍尔电流片; 当$0 < l < \infty$时, 重联场中存在一个有限宽度为lR_0的电流片, 此时的重联磁场被称为双Y型磁场位形.

在数值模拟中, 使用2×10^5个带电粒子. 当$l = 0$时, 对应了X型磁场位形, 带电粒子的初始位置均匀分布在$-1.0 < (x', y') < 1.0$, $z' = 0$中, 且带电粒子具有各向同性的麦克斯韦速度分布, 即$f(v) = (1/(\sqrt{\pi} v_{\rm T}))^3 \exp(-v^2/v_{\rm T}^2)$, 其中$v_{\rm T} = 0.3 v_{\rm A}$. 图6显示了X型磁场位形下X型混沌区域内平均加速度α、相对逃逸率β和有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$随给定混沌区半径$R_{\rm c}/R_0$的变化. 根据混沌区域的大小, 将其分为非磁化区$R_{\rm c} < R_0$、转化区$R_{\rm c} \sim R_0$和磁化区$R_{\rm c} > R_0$. 从图6中, 发现非磁化区中平均加速度α会随混沌区半径$R_{\rm c}/R_0$的增大而增加, 而相对逃逸率β基本保持不变, 故有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$随混沌区半径$R_{\rm c}/R_0$增加而减小; 而磁化区中平均加速度α和相对逃逸率β都随着混沌区半径$R_{\rm c}/R_0$的增加而减小, 故有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$随着混沌区半径$R_{\rm c}/R_0$增加而增大. 此外, 非磁化区$R_{\rm c} < R_0$和磁化区$R_{\rm c} > R_0$中的混沌感应电阻都要高于转化区$R_{\rm c} \sim R_0$中的混沌感应电阻.

当$l = 8$时, 对应了双Y型磁场位形, 带电粒子的初始位置均匀分布在$-5.0 < x' < 5.0$、$-1.0 < y' < 1.0$、$z' = 0$中, 且带电粒子的初始速度为各向同性的麦克斯韦速度分布. 图7显示了双Y型磁场位形和3种不同类型的混沌区域, 如图中阴影区域所示, 从上到下的3种混沌区域分别称之为Y型混沌区域、S型混沌区域和O型混沌区域.

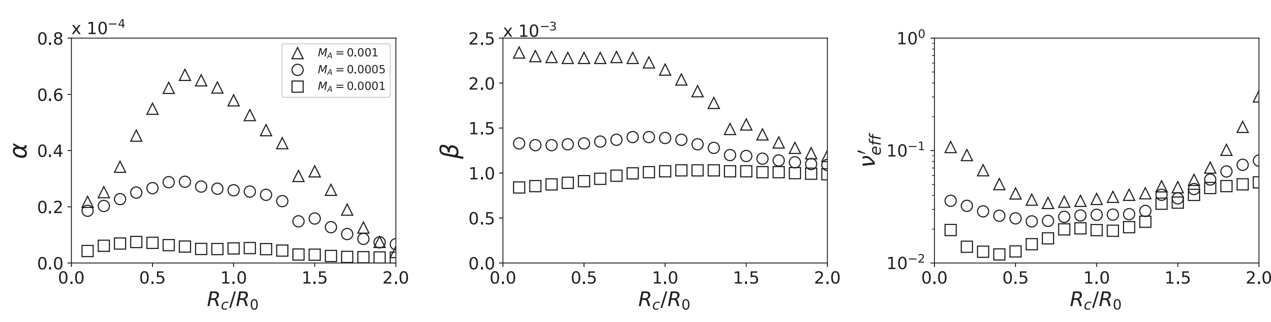


图 6 X型磁场位形中固定引导场$B_z = 0.5B_0$, 平均加速度α、相对逃逸率β和有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$随混沌区域半径$R_{\rm c}/R_0$变化[37]

Fig. 6 The average acceleration α, the relative escape rate β, and the effective collision frequency $\nu'_{\rm eff}$ versus the chaos region radius $R_{\rm c}/R_0$ for the fixed guide field $B_z = 0.5B_0$ in the X-type magnetic configuration[37]

图8显示了双Y型磁场位形下的3种混沌区中平均加速度α、相对逃逸率β和有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$随混沌区域半径$R_{\rm c}/R_0$的变化, 其中上中下3行分别对应了图7中Y型、S型和O型混沌区域的结果. 从图中发现平均加速度α和相对逃逸率β主要是由加速电场$M_{\rm A}$决定, 这与Shang等[45]所得结果一致, 且平均加速度α和相对逃逸率β在磁化区随混沌半径$R_{\rm c}/R_0$的增大而减小, 而在非磁化区受混沌区半径$R_{\rm c}/R_0$的影响较小, 主要的原因是重联场影响了带电粒子的回旋运动, 从而阻碍带电粒子的加速和逃逸. 此外, 图中还显示了有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$在3种混沌区域内随混沌区域半径$R_{\rm c}/R_0$的变化是不均匀的, 有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$在Y型混沌区域随混沌区半径$R_{\rm c}/R_0$的增加而增大, 而在O型混沌区域却随$R_{\rm c}/R_0$的增加而减小, 这说明在重联电流片中不同类型混沌区中的混沌感应电阻存在着明显差异.

选取典型的耀斑前日冕等离子体参数, 磁场$B_0 \sim 100$ Gs、等离子体密度$n_0 \sim 10^{16}$ m^{-3}和温度$T \sim 500$ eV. 表1中用"X型"、"Y型"、"S型"和"O型"来分别表示X型混沌区域、Y型混沌区域、S型混沌区域和O型混沌区域, 并给出了非磁化和磁化情况下有效碰撞频率的权重平均值, 根据(12)式可计算出混沌感应电阻$\eta_{\rm eff}$的大小. 经典碰撞电阻由公式$\eta_{\rm cal} = 5.2 \times 10^{-5} Z \ln\Lambda / T^{3/2}[{\rm eV}]$ $(\Omega \cdot {\rm m})$给出, 其中Z是离子电荷数, 库仑参数取$\ln\Lambda \approx 10$. 从表1中发现在耀斑前日冕等离子体中产生的混沌感

应电阻要比经典碰撞电阻高5–7个数量级, 说明混沌感应电阻在无碰撞重联区确实可以产生有效的耗散. 并且在X型混沌区域的混沌感应电阻要高于在O型混沌区域内的混沌感应电阻1–2个量级, 说明混沌感应电阻在空间分布上存在不均匀性.

4.2 岛链电流片中的混沌感应电阻

许多理论分析和数值模拟揭示有限宽度重联电流片在电阻撕裂模不稳定性的作用下经常是不稳定的, 可演化为X型中性点和O型中性点交替出现的岛链结构[46–53]. 研究岛链电流片中X型中性点和O型中性点附近的混沌感应电阻, 给定归一化的磁场位形[54–55]为

$$\boldsymbol{B}' = \left[\frac{\sinh(y'/2)}{\varepsilon\cos(x'/2)+\cosh(y'/2)}, \frac{\varepsilon\sin(x'/2)}{\varepsilon\cos(x'/2)+\cosh(y'/2)}, \delta\right], \tag{14}$$

其中, 长度用粒子惯性长$R_{\rm A} = v_{\rm A}/\omega_{\rm c}$来归一化, 磁岛参数$\varepsilon$决定了岛链结构中磁岛的强度和位形. 在这里, 粒子惯性长$R_{\rm A}$可表示磁场不均匀的尺度. 取$\varepsilon = 0.4$得到如图9所示的磁场位形, 其中上下子图中的阴影区分别表示了包含X型中性点的X型区域和包含O型中性点的O型区域.

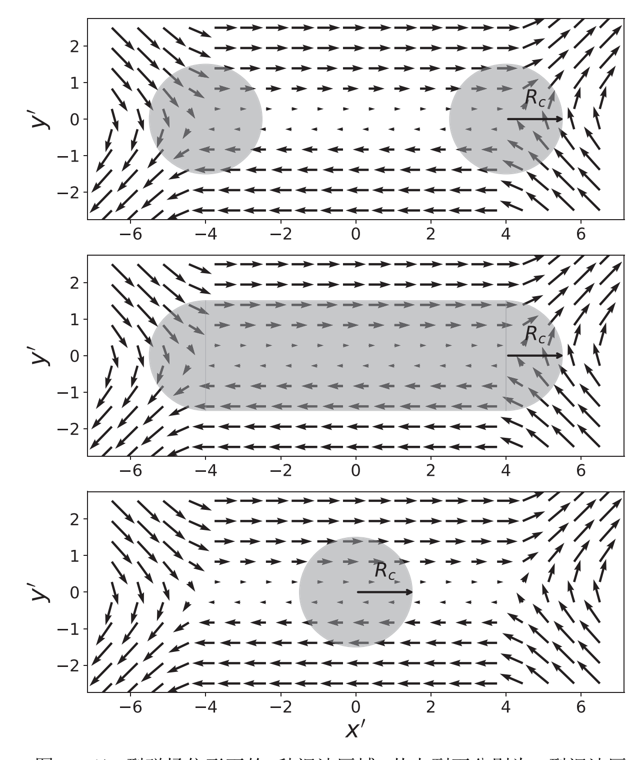


图 7 双Y型磁场位形下的3种混沌区域, 从上到下分别为Y型混沌区域、S型混沌区域和O型混沌区域[37].

Fig. 7 The three chaos regions under the double Y-type magnetic configuration are Y-type, S-type and O-type chaos regions from top to bottom, respectively[37].

表 1 加速电场分别为$M_{\rm A} = 0.0001$、0.0005和0.001时平均有效碰撞频率$\bar{\nu}'_{\rm eff}$和混沌感应电阻与经典碰撞电阻的比率$\eta_{\rm eff}/\eta_{\rm cal}$[37]

Table 1 For given acceleration electric field $M_{\rm A} = 0.0001$, 0.0005 and 0.001, the average effective collision frequency $\bar{\nu}'_{\rm eff}$ and the ratio of the chaos-induced resistivity to the classical Spitzer resistivity $\eta_{\rm eff}/\eta_{\rm cal}$ are shown in the table[37]

$M_{\rm A}$		$\bar{\nu}'_{\rm eff}$			$\eta_{\rm eff}/\eta_{\rm cal}$		
		0.0001	0.0005	0.001	0.0001	0.0005	0.001
X-type	unmagnetized	0.01789	0.02585	0.03835	2.41×10^6	3.47×10^6	5.15×10^6
	magnetized	0.04105	0.05504	0.11460	5.51×10^6	7.39×10^6	1.54×10^7
Y-type	unmagnetized	0.00205	0.00624	0.01175	2.75×10^5	8.38×10^5	1.58×10^6
	magnetized	0.00234	0.00637	0.01594	3.14×10^5	8.55×10^5	2.14×10^6
S-type	unmagnetized	0.00146	0.00427	0.00906	1.96×10^5	5.73×10^5	1.22×10^6
	magnetized	0.00206	0.00461	0.00999	2.77×10^5	6.19×10^5	1.34×10^6
O-type	unmagnetized	0.00110	0.00324	0.00784	1.47×10^5	4.35×10^5	1.05×10^6
	magnetized	0.00143	0.00211	0.00345	1.92×10^5	2.83×10^5	4.63×10^5

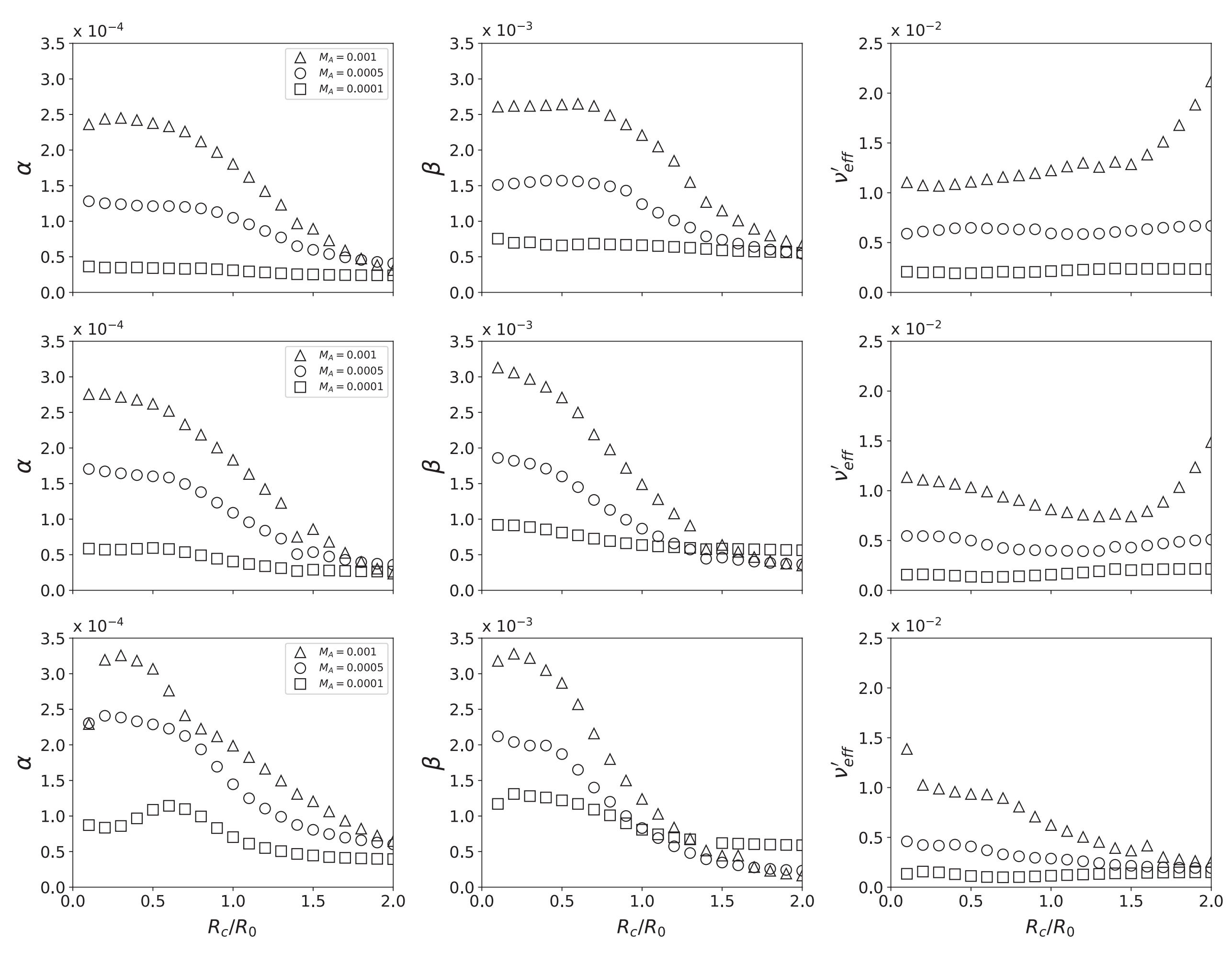


图 8 双Y型磁场位形中3种混沌区下随混沌区域半径R_c/R_0变化的平均加速度α、相对逃逸率β和有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$[37]

Fig. 8 The average acceleration α, the relative escape rate β, and the effective collision frequency $\nu'_{\rm eff}$ of three chaos regions versus the chaos region radius R_c/R_0 in the double Y-type magnetic configuration[37]

在模拟中, 选择2×10^5个粒子, 这些粒子初始均匀分布在$-1.0<x'$、$y'<1.0$、$z'=0$的区域, 并具有热速度为$v_{\rm T}=0.3v_{\rm A}$的各向同性麦克斯韦初始速度分布. 此外, 选择X型中性点和O型中性点附近的混沌区半径$R_{\rm c}=2.0R_{\rm A}$. 图10 (a)和10 (b)分别显示了$\varepsilon=0.4$和$\varepsilon=0.8$时, 平均加速度α、相对逃逸率β和有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$随引导场的变化, 其中两子图的上下行分别对应了X型区域和O型区域下的结果. 从图10中, 发现所有情况下平均加速度α都随着加速电场$M_{\rm A}$的增加而增大, 这说明带电粒子的加速主要是由加速电场决定的. 当强引导场存在时, 带电粒子会在混沌区待更长的时间, 从而使带电粒子的加速更有效. 然而, 在X型区域下对于弱引导场$B_z<B_0$, 平均加速度α随引导场B_z/B_0表现出复杂的变化. 图中O型区域的相对逃逸率β随引导场B_z/B_0的增大而急剧减小, 说明强引导场会有效阻碍粒子从O型区域的逃逸. 而在X型区域中当引导场$B_z>0.5B_0$时, 相对逃逸率β随引导场的变化不大, 尤其对于加速电场$M_{\rm A}=0.001$和0.0005. 当引导场$B_z<0.5B_0$时, 相似于平均加速度α、相对逃逸率β在X型区域随引导场B_z表现出复杂的变化, 这直接导致了X型区域的有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$随引导场表现出复杂的变化. 在O型区域中, 对于$\varepsilon=0.4$情况下的有效

碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$随引导场的增大基本保持不变, 而对于$\varepsilon = 0.8$的情况$\nu'_{\rm eff}$随引导场的增大而减小. 通过对比图10 (a)和图10 (b), 发现除了引导场$B_z < 0.5B_0$的情况下, 有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$, 即混沌感应电阻$\eta_{\rm eff}$在X型区域中的值一般要大于O型区域的值. 在弱引导场和低磁岛参数$\varepsilon = 0.4$的情况下, X型区域的有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$接近或小于O型区域的值.

给定引导场$B_z = 1.0B_0$和加速电场$M_{\rm A} = 0.001$, 图11显示了平均加速度α、相对逃逸率β和有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$随磁岛参数ε的变化. 发现平均加速度α在O型区域随磁岛参数ε增加而明显增大, 但在X型区域中随ε的增加而变化不大, 说明在磁岛内沿引导场方向的加速可以被强磁岛阻碍. 从图11中, 还可以发现相对逃逸率β和有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$在O型区域中, 对于弱磁岛$\varepsilon < 0.5$的情况随磁岛参数ε增加而稍微增大, 对于强磁岛$\varepsilon > 0.5$的情况随ε的增大而快速减小. 此外, 图11显示了有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$, 即混沌感应电阻$\eta_{\rm eff}$在弱磁岛$\varepsilon < 0.5$情况下, X型区域中的值要比O型区域中的值高1个量级, 而在强磁岛$\varepsilon > 0.5$情况下, X型区域中的值要比O型区域中的值高2个量级.

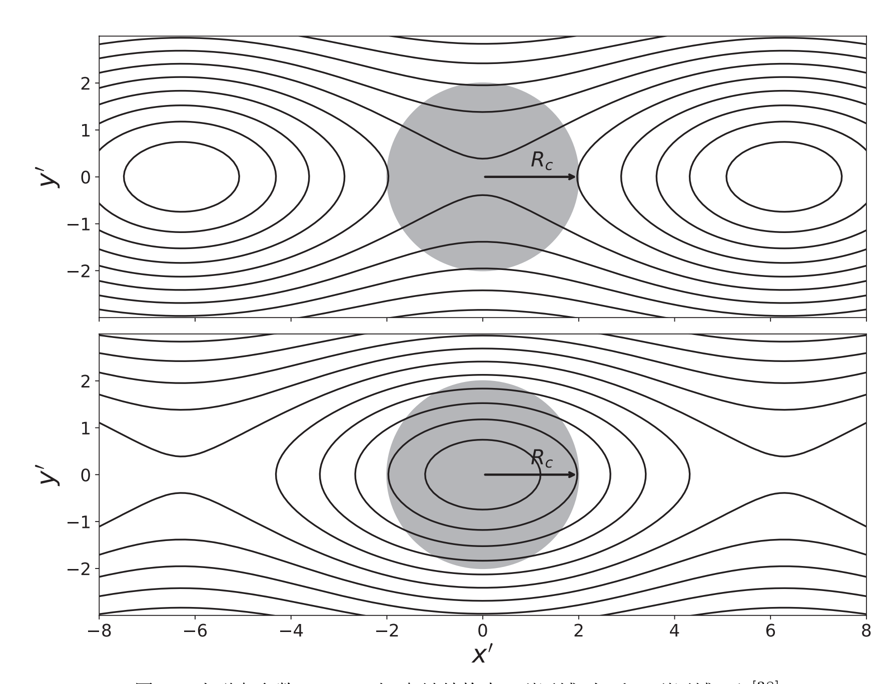


图 9 当磁岛参数$\varepsilon = 0.4$时, 岛链结构中X型区域(上)和O型区域(下)[38]

Fig. 9 The X-type (top) and O-type (bottom) regions in the magnetic island-chain structure, where the magnetic island parameter $\varepsilon = 0.4$ has been used[38]

以上结果说明混沌感应电阻在无碰撞重联电流片中扮演了重要角色, 在典型空间等离子体环境中, 混沌感应电阻可能远大于经典碰撞电阻. 例如日冕环境下的典型等离子体参数为磁场$B_0 \sim 500$ Gs、等离子体密度$n_0 \sim 10^9\ {\rm cm^{-3}}$和温度$T \sim 200$ eV. 表2列出了不同磁岛参数ε下X型区域和O型区域中的有效碰撞频率$\nu'_{\rm Xeff}$和$\nu'_{\rm Oeff}$, 并分别给出了X型区域和O型区域下的混沌感应电阻与经典碰撞电阻的比值$\eta_{\rm Xeff}/\eta_{\rm Xcal}$和$\eta_{\rm Oeff}/\eta_{\rm Ocal}$. 从表2中, 发现混沌感应电阻与经典碰撞电阻的比值在X型区域约是10^7, 在O型区域的比值约是10^4–10^6, 这符合太阳耀斑中反常电阻的要求[45]. 表2的最后一列给出了X型区域下混沌感应电阻与O型区域下混沌感应电阻的比值$\eta_{\rm Xeff}/\eta_{\rm Oeff}$, 可以发现X型区域下的混沌感应电阻要比O型区域下的混沌感应电阻高1–2个数量级, 这说明混沌感应电阻在具有岛链结构的重联电流片中分布不均匀, 主要集中在重联电流片的X型区域.

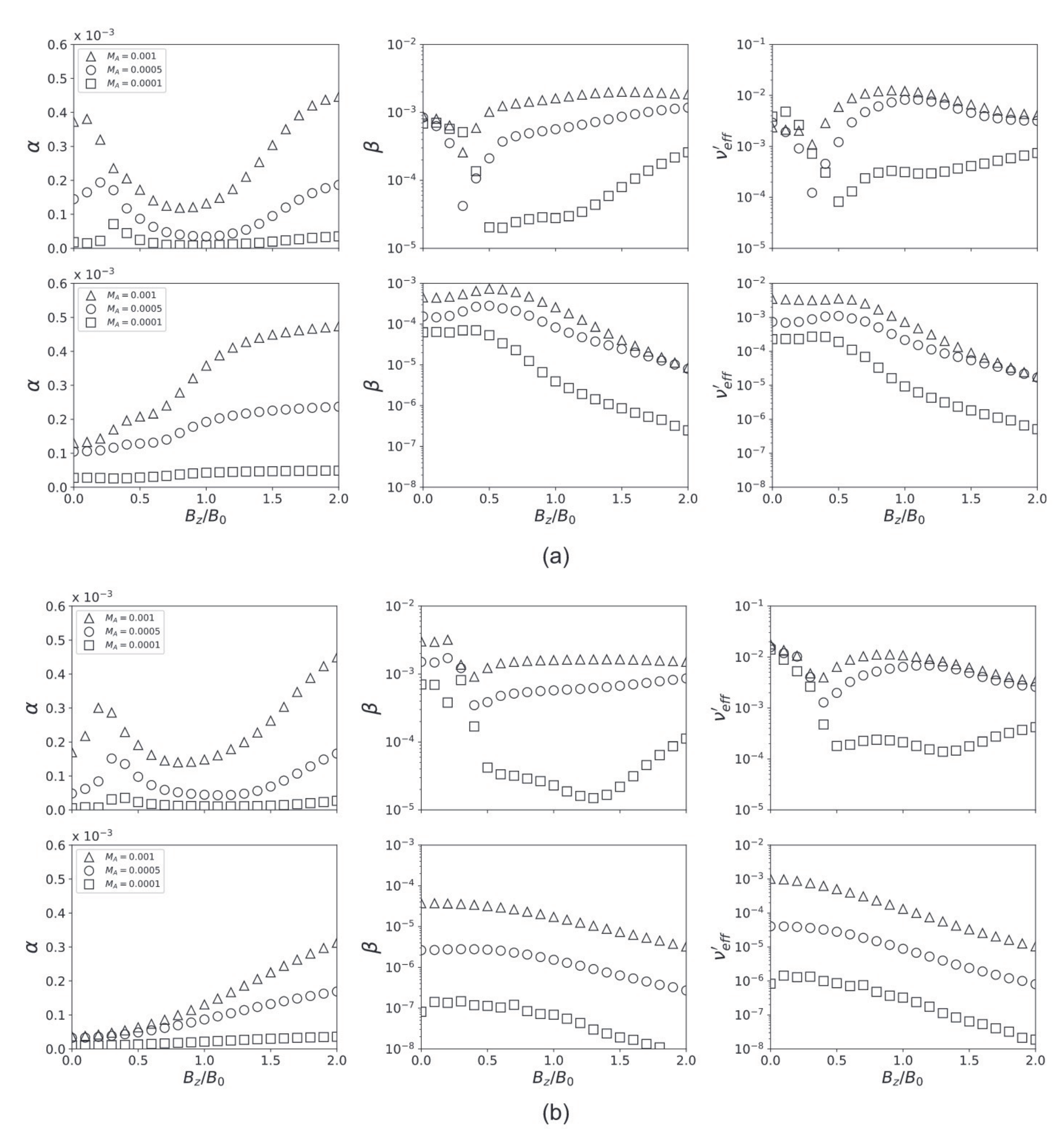


图 10 当ε为0.4 (图(a))和0.8 (图(b))时X型中性点和O型中性点的随引导场B_z/B_0变化的平均加速度α、相对逃逸率β和有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$[38]

Fig. 10 The average acceleration α, the relative escape rate β, and the effective collision frequency $\nu'_{\rm eff}$ versus the guide field B_z/B_0 for $\varepsilon = 0.4$ (panel (a)) and $\varepsilon = 0.8$ (panel (b)) respectively[38]

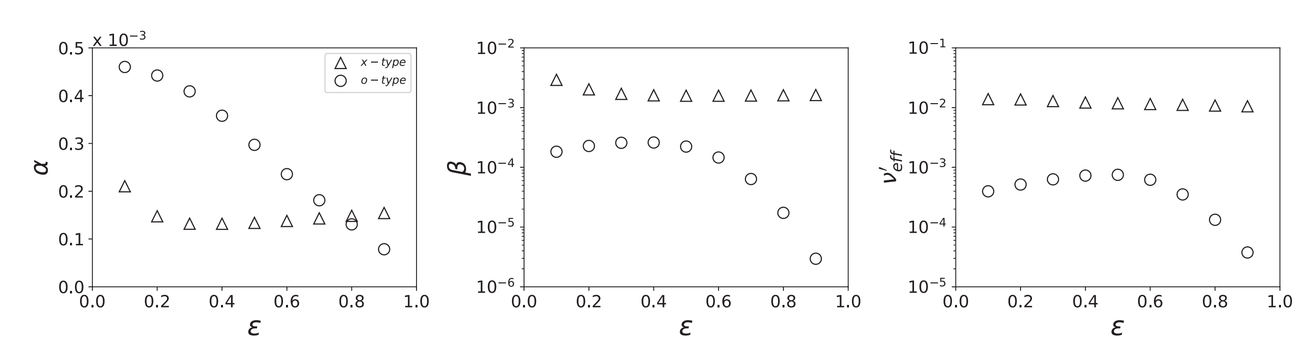


图 11 X型和O型区域下的平均加速度α、相对逃逸率β和有效碰撞频率$\nu'_{\rm eff}$随磁岛参数ε的变化[38]

Fig. 11 The average acceleration α, the relative escape rate β, and the effective collision frequency $\nu'_{\rm eff}$ in the X-type and O-type regions versus the magnetic island parameter ε[38]

表 2 不同磁岛参数下, X型和O型区域中的有效碰撞频率, 和日冕中混沌感应电阻与经典碰撞电阻的比值. 表中最后一列给出了X型区域混沌感应电阻和O型区域混沌感应电阻的比值

Table 2 The effective collision frequency of the X-type and O-type regions and the ratio of the chaos-induced resistivity to the classical collision resistivity in the corona are given under different parameters of the magnetic island. The last column in the table gives the ratio of chaos-induced resistivity in the X-type region to that in the O-type region

ε	X-type		O-type		$\eta_{\rm Xeff}/\eta_{\rm Oeff}$
	$\bar{\nu}'_{\rm Xeff}$	$\eta_{\rm Xeff}/\eta_{\rm Xcal}$	$\bar{\nu}'_{\rm Oeff}$	$\eta_{\rm Oeff}/\eta_{\rm Ocal}$	
0.1	0.0138543	2.35×10^7	0.0003968	6.75×10^5	3.76×10^1
0.2	0.0136955	2.33×10^7	0.0005152	8.76×10^5	2.66×10^1
0.3	0.0128643	2.19×10^7	0.0006294	1.07×10^6	2.04×10^1
0.4	0.0121683	2.07×10^7	0.0007275	1.24×10^6	1.67×10^1
0.5	0.0118096	2.01×10^7	0.0007496	1.27×10^6	1.56×10^1
0.6	0.0114740	1.95×10^7	0.0006194	1.05×10^6	1.85×10^1
0.7	0.0111238	1.89×10^7	0.0003518	5.98×10^5	3.16×10^1
0.8	0.0108224	1.84×10^7	0.0001324	2.25×10^5	8.17×10^1
0.9	0.0105241	1.79×10^7	0.0000376	6.39×10^4	2.80×10^2

5 总结与展望

无碰撞磁场重联作为有效的磁能释放机制被广泛研究, 它与太阳、空间和实验室等离子体中观测到的许多爆发现象有着密切的关系. 然而, 无碰撞磁场重联中存在一个未被解决的问题, 即反常电阻的产生机制. 用粒子轨道混沌性产生的混沌感应电阻来解释反常电阻是Yoshida等[36]在1998年提出的, Numata等人分别在2002年[39]和2003年[40]进一步完善了开放系统下混沌感应电阻的定量计算. Andriyas等人在2014年通过模拟研究发现混沌感应电阻机制对磁尾重联电流片中反常电阻的产生可能具有重要贡献[43]. 在2017年, Shang等[45]将Numata等[39–40]的工作进一步推广到具有非零引导场的情况下. 在最新的工作中, Wang等人进一步研究了有限宽度电流片和岛链电流片下的混沌感应电阻. 结果发现混沌感应电阻远大于经典碰撞电阻, 且混沌感应电阻在重联区中的分布是不均匀

的, 这非常符合反常电阻的要求[37–38]. 然而, 目前只研究了固定电磁场中的混沌感应电阻, 而空间真实等离子体环境下的电磁场要复杂得多. 如果磁场重联中存在扰动场, 会对单个粒子的运动轨迹有哪些影响? 混沌感应电阻是否会增大? 如果使用全粒子模拟, 混沌感应电阻能够为磁场重联所需的反常电阻提供多少贡献? 这些都是尚未解决的问题. 由此可见, 无碰撞磁场重联中的混沌感应电阻值得更多的关注和研究.

致谢 感谢审稿人和编辑对文章提出的宝贵建议, 使得文章的质量有了显著的提高.

参考文献

[1] Giovanelli R G. Nature, 1946, 158: 81
[2] Dungey J W. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1953, 44: 725
[3] Tsuneta S. ApJ, 1985, 290: 353
[4] Antiochos S K, DeVore C R, Klimchuk J A. ApJ, 1999, 510: 485
[5] Gonzalez W D, Joselyn J A, Kamide Y, et al. JGRA, 1994, 99: 5771
[6] Rostoker G, Akasofu S I, Foster J, et al. JGRA, 1980, 85: 1663
[7] Dungey J W. PhRvL, 1961, 6: 47
[8] 王水, 李罗权. 磁场重联. 合肥: 安徽教育出版社, 1999: 1-10
[9] 王水, 陆全明. 无碰撞磁场重联. 北京: 科学出版社, 2019: 3-9
[10] Kulsrud R M. PhPl, 1998, 5: 1599
[11] Spitzer L Jr. Physics of Fully Ionized Gases. New York: Interscience Publishers, 1956: 80-86
[12] Sagdeev R Z. Proceedings of the Seminar on Plasma Physics. Trieste: International Atomic Energy Agency, 1965: 555
[13] Sweet P A. IAU, 1958, 6: 123
[14] Parker E N. Physical Review Journals Archive, 1957, 107: 830
[15] Coppi B, Friedland A B. ApJ, 1971, 169: 379
[16] Coroniti F V, Eviatar A. ApJS, 1977, 33: 189
[17] 陈鹏飞, 方成, 唐玉华, 等. 天文学报, 1998, 39: 381
[18] Petschek H E. Proceedings of the AAS-NASA Symposium. Washington: National Aeronautics and Space Administration, Science and Technical Information Division, 1964: 425
[19] Uzdensky D A, Kulsrud R M. PhPl, 2000, 7: 4018
[20] Sato T. JGRA, 1979, 84: 7177
[21] Biskamp D. PhFl, 1986, 29: 1520
[22] Lin S C, Liu Y H, Li X C. PhPl, 2021, 28: 072109
[23] Galeev A A, Sudan R N. Basic Plasma Physics II. Volume 2 of Handbook of Plasma Physics. Amsterdam: North-Holland Physics, 1984: 271
[24] Bychenkov V Y, Silin V P, Uryupin S A. PhR, 1988, 164: 119
[25] Gardner J P, Katz N, Hernquist L, et al. ApJ, 2003, 587: 1
[26] Petkaki P, Freeman M P. ApJ, 2008, 686: 686
[27] Voitenko Y M. SoPh, 1995, 161: 197
[28] Bellan P M. PhRvL, 1999, 83: 4768
[29] Bellan P M. AdSpR, 2001, 28: 729
[30] Singh K A P, Subramanian P. SoPh, 2007, 243: 163
[31] Davidson R C, Gladd N T. PhFl, 1975, 18: 1327
[32] Tanaka M, Sato T. JGRA, 1981, 86: 5541
[33] Carter T A, Ji H, Trintchouk F, et al. PhRvL, 2001, 88: 015001
[34] Deng X H, Matsumoto H. Nature, 2001, 410: 557
[35] Schmidt G. PhFl, 1962, 5: 994
[36] Yoshida Z, Asakura H, Kakuno H, et al. PhRvL, 1998, 81: 2458
[37] Wang Z, Wu D J, Chen L, et al. RAA, 2021, 21: 071
[38] Wang Z, Wu D J, Chen L. PhPl, 2021, 28: 054502
[39] Numata R, Yoshida Z. PhRvL, 2002, 88: 045003
[40] Numata R, Yoshida Z. PhRvE, 2003, 68: 016407
[41] Runov A, Nakamura R, Baumjohann W, et al. GeoRL, 2003, 30: 1579
[42] Thompson S M, Kivelson M G, El-Alaoui M, et al. JGRA, 2006, 111: A03212
[43] Andriyas T, Spencer E. JGRA, 2014, 119: 4290
[44] Ricci P, Brackbill J U, Daughton W, et al. PhPl, 2004, 11: 4102
[45] Shang M, Wu D J, Chen L, et al. RAA, 2017, 17: 3
[46] Ugai M. PPCF, 1984, 26: 1549
[47] Schumacher J, Kliem B. PhPl, 1996, 3: 4703
[48] Loureiro N F, Schekochihin A A, Cowley S C. PhPl, 2007, 14: 100703
[49] Nitta S Y. ApJ, 2007, 663: 610
[50] Ma Z W, Wang L C, Li L J. PhPl, 2015, 22: 062104
[51] Wang H Y, Lu Q M, Huang C, et al. PhPl, 2017, 24: 052113
[52] Lu Q M, Wang H Y, Huang K, et al. PhPl, 2018, 25: 072126
[53] Zhao X Z, Xia C, Van Doorsselaere T, et al. ApJ, 2019, 872: 190
[54] Fadeev V M, Kvabtskhava I F, Komarov N N. NucFu, 1965, 5: 202
[55] Pritchett P L. PhPl, 2008, 15: 102105

Chaos-induced Resistivity in Collisionless Magnetic Reconnection Region

WANG Zhen[1,2,3] CHEN Ling[2] WU De-jin[2]
(1 Institute of Space Physics, Luoyang Normal University, Luoyang 471934)
(2 Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)
(3 Henan Key Laboratory of Electromagnetic Transformation and Detection, Luoyang 471934)

Abstract Collisionless magnetic reconnection, which converts the magnetic energy into the kinetic energy of plasma particles via the heating or acceleration, has been believed widely to be able to explain various eruptive phenomena such as solar flares and geomagnetic storms. However, the microphysical mechanism of anomalous resistivity in the collisionless magnetic reconnection is still an unsolved fundamental problem. Among the many physical mechanisms of anomalous resistivity formation, chaos-induced resistivity based on the chaos of the charged particle orbits near the magnetic neutral point is not the most popular formation mechanism, but its microscopic physical picture is the clearest. This paper first briefly reviews the early research and physical model of the chaos-induced resistivity in collisionless magnetic reconnection region, introduces the recent research progress of the chaos-induced resistivity, and expounds the future research direction of the chaos-induced resistivity.

Key words magnetic reconnection, anomalous resistivity, chaos-induced resistivity, Sun: coronal mass ejections (CMEs)